

Messung der Energie- und Winkelabhängigkeit der Asymmetrie der Bremsstrahlung

von
Peter Penczynski
aus
Königsberg

1969



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Messung der Energie- und Winkelabhängigkeit der Asymmetrie der Bremsstrahlung

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Peter Penczynski

aus

Königsberg

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen - Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 26. November 1969
Dekan: Prof. Dr. F. Tichy
Erstberichterstatter: Prof. Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter: Priv.-Doz. Dr. D. Fick

I N H A L T

	Seite
I. Zur Theorie der Bremsstrahlung	1
A. Erzeugung von Bremsstrahlung	1
B. Asymmetrie der Bremsstrahlung	3
C. Berechnung der Asymmetrie in 2. Bornscher Näherung	5
1. Matrixelemente	6
2. Polarisierung der Bremsstrahlung	10
3. Wirkungsquerschnitte	11
4. Diskussion des Ergebnisses	12
II. Meßanordnung	14
A. Versuchsbedingungen	14
B. Beschreibung der Meßanordnung	17
C. Abschirmung von Störstrahlung	25
D. Abschätzung der Depolarisation	26
III. Auswerteverfahren	29
IV. Ergebnisse und ihre Diskussion	36
Literatur	43

Zusammenfassung

Mit transversal polarisierten Elektronen einer kinetischen Energie von 300 keV wurde die azimutale Asymmetrie der äußeren Bremsstrahlung für Emissionswinkel $\theta = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 55^\circ$ in Abhängigkeit von der Gammaenergie gemessen.

Die Meßanordnung wird beschrieben; die Meßergebnisse mit den notwendigen Korrekturen werden diskutiert. Zum Vergleich wurde die Asymmetrie für die Parameterwerte der Messung in 2. Bornscher Näherung nach Johnson und Rozics [1] numerisch berechnet.

In einer weiteren Arbeit dieser Autoren [2] wurde gezeigt, daß die 2. Bornsche Näherung nur die Größenordnung, nicht aber den exakten Verlauf der Asymmetrie wiedergeben kann. In der Größenordnung des Effektes aber stimmen Messung und Theorie überein.

I. Zur Theorie der Bremsstrahlung

Transversal polarisierte Elektronen, die im Coulombfeld des Atomkernes elastisch gestreut werden, haben bekanntlich eine azimuthale Asymmetrie in Bezug auf die Richtung des einfallenden Elektronenstrahls [3][4]. Es ist deshalb zu erwarten, daß auch die durch inelastische Streuung transversal polarisierter Elektronen im Zentralfeld des Kernes emittierten Bremsquanten eine Links-Rechts-Asymmetrie aufweisen (Berechnung in [1][5], Messung in [6][7]). Mit der in dieser Arbeit durchgeführten Messung und numerischen Berechnung der Asymmetrie in 2. Bornscher Näherung nach [1] wird außerdem gezeigt, daß der Effekt der Bremsstrahlasymmetrie qualitativ die gleiche Größenordnung hat wie die Asymmetrie der Mott-gestreuten Elektronen.

A. Erzeugung von Bremsstrahlung

Mit geringer Wahrscheinlichkeit ist neben der elastischen Streuung der Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne die Emission von äußerer Bremsstrahlung möglich. Dieser Vorgang ist klassisch zu verstehen, da das im Coulombfeld beschleunigte Elektron abstrahlen kann. Als einfachstes Bild der Bremsstrahlung wird ein linear beschleunigtes Elektron ($\dot{\mathbf{u}} \sim \delta(t-t_0)$) betrachtet. Die Strahlungsleistung/(Raumwinkel · Frequenzintervall) ist unabhängig von der Frequenz der Strahlung, d.h. alle Frequenzen sind mit gleicher Wahrscheinlichkeit vertreten. Die räumliche Intensitätsverteilung ist für den nicht-relativistischen Fall ($u \ll c$) in Fig. 1 wiedergegeben.

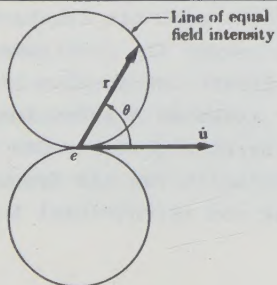


Fig. 1: Räumliche Intensitätsverteilung der emittierten Bremsstrahlung für ein linear beschleunigtes Elektron im nicht-relativistischen Fall ($u \ll c$)

Die Intensitätsverteilung ist formal identisch mit der eines Hertzschen Dipols mit einem Moment proportional zu $e \cdot \underline{\dot{u}}$. Für ein Elektron im Kerncoulombfeld ist $\underline{\dot{u}} \sim Z$; d.h. die Bremsstrahlintensität $\sim \dot{u}^2$ ist proportional zu Z^2 . Dieses klassische Ergebnis bleibt auch bei quantenmechanischer Rechnung (1. Bornsche Näherung) unverändert.

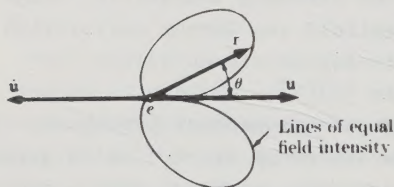


Fig. 2: Räumliche Intensitätsverteilung der emittierten Bremsstrahlung für ein linear beschleunigtes Elektron im relativistischen Fall ($u \lesssim c$)

Für relativistische Elektronengeschwindigkeiten hat die Intensitätsverteilung ein ausgeprägtes Maximum (Fig. 2), das mit zunehmender Geschwindigkeit zu immer kleineren Vorwärtswinkeln θ rückt. Die Verteilungen sind symmetrisch im Azimutwinkel Φ .

Die quantenmechanische Rechnung liefert für die Energieabhängigkeit ein kontinuierliches Spektrum von Bremsquanten, deren Grenzenenergie gleich der Elektronenenergie ist (Fig. 8). Die Berechnung der räumlichen Bremsstrahlverteilung bestätigt in gewissen Grenzen die Richtigkeit des gemachten klassischen Bildes, obwohl die Abbremsung der Elektronen nicht linear erfolgt. Die Intensitätsverteilung der Bremsquanten hat nach quantenmechanischen Berechnungen von Scherzer [8] für die kurzwellige Grenze des Spektrums die Form der Verteilung aus Fig. 2. Allerdings füllt sich mit zunehmender Wellenlänge bis zur langwelligen Grenze des Spektrums das Minimum bei $\theta = 0^\circ$ auf, und für Elektronenenergien > 100 keV liegt dort sogar das Maximum der gesamten Ausstrahlung (z.B. für 300 keV siehe Fig. 7). Ohne Berücksichtigung des Elektronenspins ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlung [9] unabhängig vom Azimutwinkel Φ .

B. Asymmetrie der Bremsstrahlung

Betrachtet man einen Strahl transversal polarisierter Elektronen, so wirkt auf das Elektron mit dem magnetischen Moment $\underline{\mu}$ und der Geschwindigkeit $\underline{v}$, das sich im Zentralpotential des Atomkernes bewegt, nicht nur das $\underline{E}$ -Feld, sondern auch noch ein Magnetfeld:

$$\underline{B} = (\underline{E} \times \underline{v})/c^2$$

Das Elektron erhält dadurch eine zusätzliche magnetische Energie:

$$E_{\text{mag}} = -(\underline{\mu}(\underline{E} \times \underline{v}))/c^2$$

Wegen der Inhomogenität des $\underline{E}$ -Feldes erfährt das Elektron - neben der Coulombkraft - eine spinabhängige Kraft

$$\underline{F} = \frac{1}{c} \text{grad}(\underline{\mu}(\underline{E} \times \underline{v}))$$

Mit dem magnetischen Moment $\underline{\mu} = \frac{eh}{2m\underline{s}}$; $|\underline{s}| = 1$ und dem Bahndrehimpuls $\underline{l} = m(\underline{r} \times \underline{v})$ des Elektrons ergibt sich:

$$\underline{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{3Ze^2\hbar}{2m^2 r^4} (\underline{s} \cdot \underline{l}) \underline{e}_r$$

$\underline{e}_r$ ist der Einheitsvektor in Richtung des $\underline{E}$ -Feldes. Führt man noch den Azimutwinkel Φ (Fig. 3) ein - $\Phi = 0^\circ$ liegt in Richtung des Elektronenspins $\underline{e}_s$ - so ergibt sich:

$$(1) \quad \underline{F} = C \frac{Z}{r^4} \underline{l} \sin\Phi \underline{e}_r; \quad C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3e^2\hbar}{2m^2 c^2}$$

Die Kraft (1) ist abstoßend für $\underline{s} \uparrow \uparrow \underline{l}$ und anziehend für $\underline{s} \downarrow \downarrow \underline{l}$. Diese als Spin-Bahn-Kopplung bezeichnete Kraft hat also eine ausgezeichnete Raumrichtung (Fig. 3) und führt im Falle elastischer Streuung zur eingangs erwähnten Mott-Streuasymmetrie transversal polarisierter Elektronen [10].

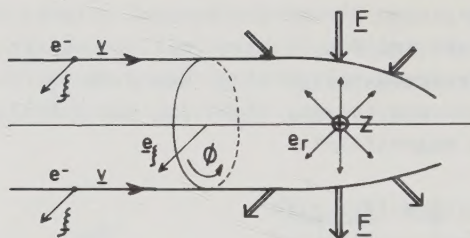


Fig. 3: Spin-Bahn-Kopplung transversal polarisierter Elektronen im Coulombfeld des Kernes

Ebenso bewegen sich die transversal polarisierten Elektronen, die Bremsstrahlung emittieren, unter dem Einfluß der Kraft $\underline{F}$ auf Bahnen, die nicht symmetrisch zur Einfallsrichtung sind. Das führt dann zu einer asymmetrischen Bremsstrahlverteilung im Azimutwinkel Φ . Oder pauschaler ausgedrückt: Durch die von der Kraft $\underline{F}$ ausgezeichnete Raumrichtung (für einen transversal polarisierten Elektronenstrahl) wird die Achse des für die Strahlung verantwortlichen Multipoles (z.B. Fig. 2) aus der Symmetrieachse (Achse des einfallenden Elektronenstrahls) herausgedreht. Dies ergibt dann eine Bremsstrahlverteilung, die nicht mehr symmetrisch im Winkel Φ ist.

Wegen der $\sin\Phi$ -Abhängigkeit der für die Asymmetrie verantwortlichen Kraft $\underline{F}$ (1), ist zu erwarten, daß die Asymmetrie für Elektronenbahnen unter $\Phi = 90^\circ$ und $\Phi = 270^\circ$ maximal ist und für $\Phi = 0^\circ$ und $\Phi = 180^\circ$ verschwindet. Für einen unpolarisierten Elektronenstrahl ist die Richtung der Kraft $\underline{F}$ statistisch verteilt und tritt nach außen hin nicht in Form einer Asymmetrie in Erscheinung. Die im folgenden quantenelektrodynamisch durchgeführte Berechnung der Bremsstrahlasymmetrie bestätigt die hier gewonnene Φ und Z -Abhängigkeit, obwohl die Argumentation für (1) klassisch war.

C. Berechnung der Asymmetrie in 2. Bornscher Näherung

Da es sich bei der Bremsstrahlung um Vernichtung und Erzeugung von Teilchen handelt, wird der Effekt der Bremsstrahlung durch die Quantenelektrodynamik beschrieben.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlung läßt sich in folgender Form schreiben ($\hbar=1$, $c=1$):

$$(2) \quad d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{W_1}{p_1} d\underline{p}_2 d\underline{k} \sum_{\underline{f}_2, \underline{e}_\alpha} |\langle p_2, \underline{f}_2; k, \underline{e}_\alpha | S | p_1, \underline{f}_1 \rangle|^2$$

Dabei ist $p_1/W_1 = \beta$ die Geschwindigkeit des einfallenden Elektrons, $(2\pi)^{-6} d\underline{p}_2 d\underline{k}$ die Zustandsdichte im Phasenraum und $\langle p_2, \underline{f}_2; k, \underline{e}_\alpha | S | p_1, \underline{f}_1 \rangle$ das Übergangsmatrixelement von dem Anfangszustand $|p_1, \underline{f}_1\rangle$ in den Endzustand $|p_2, \underline{f}_2; k, \underline{e}_\alpha\rangle$, vermittelt durch die Streumatrix S . $p_{\mu j} = (\underline{p}_j; iW_j)$, $j=1,2$ stellt den Viererimpulsvektor des einfallenden und ausfallenden Elektrons dar, während $k_\mu = (\underline{k}, i\omega)$ der Impulsvierervektor des emittierten Photons ist. $\underline{f}_1$ und $\underline{f}_2$ sind die Polarisationsvektoren des Elektronenanfangs- und Endzustandes, und $\underline{e}_\alpha$, $\alpha=1,2$ ist der Polarisationsvektor des Bremsquants. Über die nicht beobachteten Impulse der Elektronen nach der Emission ($\underline{p}_2$) wird integriert.

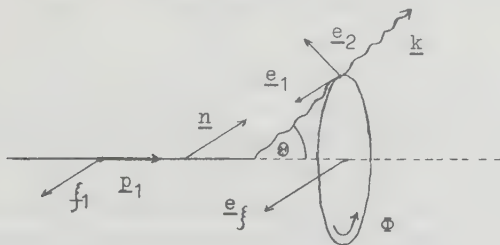


Fig. 4: Elementarprozeß der Bremsstrahlerzeugung

1. Matrixelemente

Das quadrierte Matrixelement ist nach Summation über die Photonenpolarisation $\underline{e}_\alpha$ und den Spin des ausfliegenden Elektrons $\underline{f}_2$ eine lineare Funktion des anfänglichen Elektronenspins [1].

$$(3) \quad \sum_{\underline{f}_2, \underline{e}_\alpha} |\langle p_2, \underline{f}_2; k, \underline{e}_\alpha | S | p_1, \underline{f}_1 \rangle|^2 = W + \underline{w} \underline{f}_1$$

Von den Entwicklungsgliedern der S-Matrix trägt das Matrixelement von $S^{(2)*}$ zum symmetrischen Teil W aus (3) in niedrigster Ordnung bei ($S^{(0)}$ beschreibt nur Vakuumübergänge und das Matrixelement von $S^{(1)}$ verschwindet aus Energie- und Impulserhaltungsgründen). Das Matrixelement von $S^{(2)}$ wird durch die Feynman-Graphen der Fig. 5 wiedergegeben und führt zum symmetrischen Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt (1. Bornsche Näherung), der unabhängig von der Polarisation des einfallenden Elektrons ist [9].

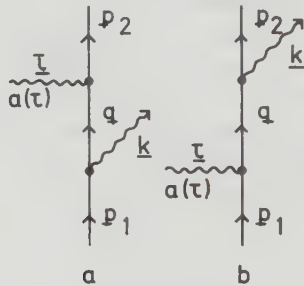


Fig. 5: Feynman-Graphen für Bremsstrahlung
(1. Bornsche Näherung)

- $\underline{p}_1, \underline{p}_2$: Ein- bzw. Ausflugsimpuls des Elektrons
- $\underline{q}$: Elektronenimpuls im Zwischenzustand
- $\underline{k}$: Impuls des emittierten Photons
- $\underline{L}$: der auf den Kern übertragene Impuls

*Der obere Index kennzeichnet die Ordnung des Feynman-Graphen

Die Feynman-Graphen der Fig. 6 führen zu dem Matrixelement von $S^{(3)}$ und damit zu einer Beschreibung der Bremsstrahlungsemission in 2. Bornscher Näherung. In dieser nächst höheren Ordnung sind spinabhängige Terme enthalten. Sie tragen in 1. Ordnung zum asymmetrischen Teil $\underline{w}_{f1}$ aus (3) bei. Die spinabhängigen Terme führen zu einer Asymmetrie in der azimutalen Bremsstrahlverteilung, wenn der Anfangszustand des Elektrons transversal polarisiert ist. Die Aufgabe für die Berechnung der Asymmetrie ist es, $\underline{w}_{f1}$ zu bestimmen. Ohne Berücksichtigung der Elektronenpolarisation wurde die 2. Bornsche Näherung von Kacser [11] durchgeführt.

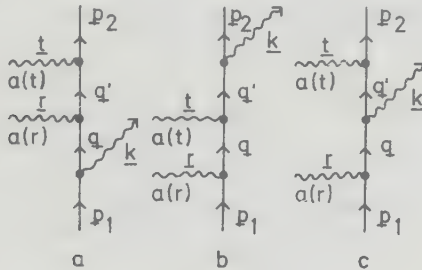


Fig. 6: Feynman-Graphen für Bremsstrahlung
(2. Bornsche Näherung)

$\underline{q}, \underline{q}'$: Elektronenimpulse in den Zwischenzuständen
 $\underline{r}, \underline{t}$: auf den Kern übertragene Impulse

Der Effekt der Asymmetrie soll in niedrigster Ordnung betrachtet werden, d.h. wir vernachlässigen die von Kacser durchgeführten Korrekturen für W und nehmen nur Beiträge mit, die aus dem Matrixelement von $S^{(2)}$ stammen.

$$(4) \quad W_{BH} = \sum_{\underline{f}_2, \underline{e}_\alpha} |\langle p_2, \underline{f}_2; k, \underline{e}_\alpha | S^{(2)} | p_1, \underline{f}_1 \rangle|^2 = \sum_{\underline{f}_2, \underline{e}_\alpha} |M_a^{(2)} + M_b^{(2)}|^2$$

Und für $\underline{w}_{f1}$ werden nur die spinabhängigen Terme von $S^{(3)}$ betrachtet:

$$(5) \quad \sum_{\xi_2, e_\alpha} |\langle p_2, \xi_2; k, e_\alpha | S^{(2)} + S^{(3)} | p_1, \xi_1 \rangle|^2$$

$$\approx W_{BH} + W_{Kacser} + \underline{w}_{\xi_1} \approx W_{BH} + \underline{w}_{\xi_1}$$

Der größte Beitrag zu $\underline{w}_{\xi_1}$ kommt von dem Matrixelement $M_c^{(3)} [5]$.

Im folgenden sind die Matrixelemente, die nach den von Feynman aufgestellten Übersetzungsregeln aus den Feynman-Graphen der Fig. 5 und 6 erhalten wurden, aufgeführt. Dabei steht für das Produkt aus Vierervektor und hermitescher γ -Matrix:

$$\not{a} = a_\mu \gamma_\mu = \underline{a} \cdot \underline{\gamma} + a_4 \gamma_4$$

Und für das statische Potential des Atomkernes wird das "abgeschirmte" Coulombpotential verwendet.

$$(6) \quad A_4 = i\varphi = -i \frac{Ze}{4\pi r} e^{-\lambda r}; \quad \lambda > 0$$

$$\underline{A} = 0$$

Der Abschneidefaktor λ ist notwendig, um die Schwierigkeiten zu vermeiden, die sich aus der langen Reichweite des Coulombpotentials ergeben. Da die Matrixelemente in der Impulsdarstellung gegeben werden, benötigt man die Fouriertransformierte von (6):

$$(7) \quad \not{a}(\tau) = -2\pi i \delta(W_f - W_i) \frac{eZ}{\tau^2 + \lambda^2} \gamma_4$$

Dabei ist $\underline{\tau} = \underline{p}_f - \underline{p}_i$ der vom Kern aufgenommene Impuls, und $\delta(W_f - W_i)$ drückt die Energieerhaltung zwischen Anfangs- und Endzustand in einem statischen Potential aus.

$$(8) \left\{ \begin{aligned} M_a^{(2)} &= c_2 \bar{u}(p_2) \gamma_4 \frac{\not{p}_1 - \not{k} + im}{(p_{\mu 1} - k_{\mu})^2 + m^2} \not{\epsilon}_\alpha u(p_1) \\ M_b^{(2)} &= c_2 \bar{u}(p_2) \not{\epsilon}_\alpha \frac{\not{k} + \not{p}_2 + im}{(k_{\mu} + p_{\mu 2})^2 + m^2} \gamma_4 u(p_1) \\ c_2 &= \frac{12\pi e^3 Z}{\sqrt{2\omega} (\tau^2 + \lambda^2)} \delta(W_1 - W_2 - \omega) \end{aligned} \right.$$

$$(9) \left\{ \begin{aligned} M_a^{(3)} &= c_3 \bar{u}(p_2) \gamma_4 \left[\int \frac{d\underline{q}}{(\lambda^2 + (\underline{q} - \underline{p}_2)^2)(\not{\epsilon} - im)(\lambda^2 + (\underline{q} - \underline{p}_1 + \underline{k})^2)} \right] \gamma_4 \\ &\quad \times \frac{\not{p}_1 - \not{k} + im}{(p_{\mu 1} - k_{\mu})^2 + m^2} \not{\epsilon}_\alpha u(p_1) \\ M_b^{(3)} &= c_3 \bar{u}(p_2) \not{\epsilon}_\alpha \frac{\not{k} + \not{p}_2 + im}{(k_{\mu} + p_{\mu 2})^2 + m^2} \gamma_4 \\ &\quad \times \left[\int \frac{d\underline{q}}{(\lambda^2 + (\underline{q} - \underline{k} - \underline{p}_2)^2)(\not{\epsilon} - im)(\lambda^2 + (\underline{q} - \underline{p}_1)^2)} \right] \gamma_4 u(p_1) \\ M_c^{(3)} &= c_3 \bar{u}(p_2) \gamma_4 \left[\int \left\{ \left(\frac{1}{(\lambda^2 + (\underline{q} - \underline{k} + \underline{p}_2)^2)(\not{\epsilon} - \not{k} - im)} \right) \not{\epsilon}_\alpha \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(\frac{1}{(\not{\epsilon} - im)(\lambda^2 + (\underline{q} - \underline{p}_1)^2)} \right) \right\} d\underline{q} \right] \gamma_4 u(p_1) \\ c_3 &= - \frac{e^5 Z^2}{4\pi \sqrt{2\omega} (\tau^2 + \lambda^2)} \delta(W_1 - W_2 - \omega) \end{aligned} \right.$$

$\underline{T}$ ist der auf den Kern übertragene Impuls

$$\underline{T} = \underline{p}_1 - \underline{k} - \underline{p}_2$$

und $\delta(W_1 - W_2 - \omega)$ ist die von (7) kommende Energieerhaltungs- δ -Funktion

$$(p_1^2 + m^2)^{1/2} = \omega + (p_2^2 + m^2)^{1/2}$$

Für den Polarisationsvektor $\underline{e}_\alpha$ des Photons sind die beiden möglichen transversalen Polarisationsvektoren $\underline{e}_1$ und $\underline{e}_2$ einzusetzen. $u(p_1)$ ist der Spinor des einfallenden Elektrons, während $\bar{u}(p_2)$ der adjungierte Spinor des ausfallenden Elektrons ist. Die Matrixelemente (9) sind noch über $d\mathbf{q}$ zu integrieren. Die Bildung des Grenzwertes für den in das Coulombpotential (6) eingeführten Abschneidefaktor $\lambda \rightarrow 0$ führt zu Divergenzen. Dalitz [12] hat gezeigt, daß diese Divergenzen im Falle der elastischen Streuung zu einem un beobachtbaren Phasenfaktor führen; und Kacser [11] hat nachgeprüft, daß sie im Falle der Bremsstrahlung keinen Beitrag liefern, so daß diese divergenten Terme weggelassen werden können.

2. Polarisation der Bremsstrahlung

Das emittierte Photon ist transversal polarisiert. $\underline{e}_\alpha$, $\alpha=1,2$ sind die beiden möglichen Polarisationsvektoren, die die Polarisation des Photons beschreiben. Es sind zwei aufeinander senkrecht stehende Einheitsvektoren in einer Ebene senkrecht zum Vektor $\underline{k}$.

$$(10) \quad \underline{e}_1 = \frac{\underline{p}_1 \times \underline{k}}{|\underline{p}_1 \times \underline{k}|} ; \quad \underline{e}_2 = \frac{\underline{e}_1 \times \underline{k}}{|\underline{k}|}$$

Die Bremsstrahlung unpolarisierter Elektronen erweist sich als linear polarisiert und hat keine zirkulare Polarisation. Erst im Falle polarisierter Elektronen gibt es auch zirku-

lare Polarisation des Photons [13]. Somit kann die Bestimmung des Polarisationsgrades der zirkularen Polarisation der Bremsstrahlung als Methode zur Messung des Polarisationsgrades für Elektronen dienen [14].

3. Wirkungsquerschnitte

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes (2) aus den Matrixelementen von $S^{(2)}$ (8) führt, wie oben schon erwähnt wurde, zum Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt. Er läßt sich in folgender Form schreiben [15]:

$$(11) \quad d\sigma_{BH}(\theta, k) = \frac{r_0^2 \alpha Z^2}{\pi} \frac{p_2}{p_1} \frac{dk}{k} d\Omega_k J(\theta, k)$$

α ist die Feinstrukturkonstante. Die Funktion $J(\theta, k)$ ist bereits über die Winkel der gestreuten Elektronen integriert und kann aus der oben zitierten Arbeit (Seite 924, Formel 2BN) entnommen werden.

Die Berechnung des asymmetrischen Teils des Wirkungsquerschnittes aus den spinabhängigen Termen der Matrixelemente von $S^{(3)}$ (9) wurde nach (5) und (2) in [1] durchgeführt und führt zu folgendem Ergebnis:

$$(12) \quad d\sigma_{AS}(\theta, k, \underline{\xi}_1) = -\underline{n} \underline{\xi}_1 \frac{r_0^2 \alpha^2 Z^3}{\pi} \frac{p_2}{p_1} \frac{dk}{k} d\Omega_k I(\theta, k)$$

Dabei ist $\underline{n}$ die Einheitsnormale zur Bremsquant-Erzeugungsebene

$$\underline{n} = \underline{k} \times \underline{p}_1 / (|\underline{k} \times \underline{p}_1|)$$

und

$$(13) \quad I(\theta, k) = \frac{k^2 m^2}{2\pi} \int \frac{d\Omega_{\underline{p}_2}}{r^2} (\underline{n}(\underline{p}_2 \times \underline{p}_1) B + \underline{n}(\underline{k} \times \underline{p}_1) C + \underline{n}(\underline{k} \times \underline{p}_2) D)$$

Die Funktionen B, C und D sind in [1] auf Seite 193 und 194 angegeben.

Den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Bremsstrahlung transversal polarisierter Elektronen erhalten wir dann mit (3) aus (11) und (12)

$$(14) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{BH} (1 - \underline{n}_{\underline{j}1} S(\theta, k, Z))$$

mit der Asymmetriefunktion

$$(15) \quad S(\theta, k, Z) = \alpha Z \frac{I(\theta, k)}{J(\theta, k)}$$

Oder wenn wir den Polarisationsgrad $P = |\underline{j}_1|$ einführen und die Richtung von $\underline{j}_1$ mit dem Winkel $\Phi = 0^\circ$ kennzeichnen:

$$(16) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{BH} (1 - PS \sin\Phi)$$

Aus (16) ist ersichtlich, daß die Φ und Z-Abhängigkeit der Asymmetrie bereits in (1) richtig wiedergegeben worden ist.

In einer Arbeit von Sobolak und Stehle [5] ist die Asymmetrie der Bremsstrahlung ebenfalls in 2. Bornscher Näherung berechnet worden; aber mit der geometrischen Vereinfachung, Ein- und Ausflugsimpuls der Elektronen sei parallel.

4. Diskussion des Ergebnisses

Nach (11) und (15) nimmt der Wirkungsquerschnitt quadratisch und die Asymmetrie linear mit der Ordnungszahl zu. Eine Messung der Asymmetrie sollte also an Substanzen hoher Ordnungszahl erfolgen.

Für den asymmetrischen Teil des Wirkungsquerschnittes (16) sind von den Entwicklungsgliedern nach Potenzen von $(\alpha Z)/\beta$ nur die Beiträge niedrigster Ordnung mitgenommen worden. Für eine - bei der Messung verwendete - Elektronenenergie von 300 keV ($\beta = 0,78$) ist aber $(\alpha Z)/\beta = 0,77$; d.h. die hier verwendete Näherung ist noch nicht gut. Dies wird auch

von Johnson und Rozics bestätigt. In [1] ist für verschiedene Elektronenenergien β und Gammaenergien k die Asymmetrie numerisch berechnet worden. In einer weiteren Arbeit [2] haben dieselben Autoren zum Vergleich für einen Parameterwert $\beta = 0,6$; $k = 0,75 k_{\max}$; $Z = 79$; $(\alpha Z)/\beta = 0,96$ die Berechnung der Bremsstrahlasymmetrie mit den exakten Wellenfunktionen durchgeführt. Der Vergleich zeigt dann auch, daß die 2. Bornsche Näherung nur die Größenordnung des Effektes, nicht aber den exakten Verlauf wiedergeben kann.

Die Asymmetriefunktion S (15) ist in der vorliegenden Arbeit bei Emissionswinkeln $\theta = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ und 55° als Funktion der Bremsstrahlenergie E_γ gemessen worden ($\beta = 0,78$; $Z = 82$). Da für die Energieabhängigkeit noch keine Rechnung existiert, wurde $S/\alpha Z = I(\theta, k)/J(\theta, k)$ für die Parameterwerte der Messung numerisch berechnet.* Dabei war $I(\theta, k)$ (13) noch numerisch über die Winkel $d\Omega_{p_2}$ des ausfliegenden Elektrons zu integrieren. Die Ergebnisse der Rechnung und der Messung sind in den Fig. 16 - 20 wiedergegeben.

* Die Rechnungen wurden an der CD 3300 (Rechenzentrum Erlangen) durchgeführt.

II. Meßanordnung

A. Versuchsbedingungen

Wegen der Nichterhaltung der Parität sind die Elektronen des radioaktiven β -Zerfalls longitudinal polarisiert. Durch Umlenken des Elektronenimpulses $\underline{p}$ im elektrischen Feld wird die longitudinale Polarisation der Elektronen in eine transversale Polarisation umgewandelt, die für die azimuthale Asymmetrie der Bremsstrahlung verantwortlich ist. Trotz der relativ starken Aktivität der verwendeten $^{90}\text{Sr}(+^{90}\text{Y})$ -Quelle von 6,75 mCi ist die Intensität am Ort der Konverterfolie außerordentlich gering (10^4 Elektronen/sec $\approx 1,5 \cdot 10^{-15}$ A). Von diesen Elektronen löst wiederum nur ein geringer Bruchteil Bremsquanten aus, so daß die zu erwartende γ -Zählrate ($\sim 0,22$ Bremsquanten/sec) auf jeden Fall klein gegenüber dem Raumnulleffekt sein wird (~ 18 Quanten/sec). Um den Raumnulleffekt zu unterdrücken, werden die Elektronen und die Bremsquanten in Koinzidenz gemessen.

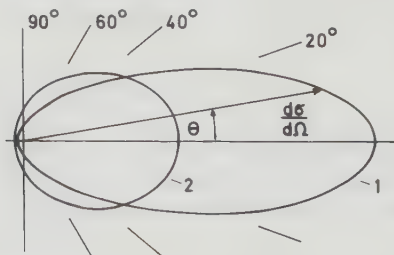


Fig. 7: Winkelverteilung der Bremsstrahlung

Kurve 1: Berechnete Verteilung nach [16] für

$\Delta E_\gamma = 10 - 300$ keV; $\beta = 0,78$; $Z = 82$

Kurve 2: Berechnete Verteilung der γ -Quanten

(mit den Parameterwerten aus Kurve 1) für eine Auffächerung des Elektronenstrahls um einen

mittleren Streuwinkel von $\bar{\vartheta} = 40^\circ$

Aus Intensitätsgründen (Fig. 7) erfolgte die Messung bei Emissionswinkeln θ zwischen 20° und 55° , obwohl nach [1] das Maximum der Asymmetrie bei größeren Winkeln zu erwarten ist. Die Kurve 1 aus Fig. 7 zeigt die nach Sauter [16] berechnete Winkelverteilung der Bremsstrahlung. Dabei ist über die Gammaenergie E_γ (10 - 300 keV) aufintegriert worden ($\beta = 0,78$; $Z = 82$). Kurve 2 gibt die Winkelverteilung der Bremsquanten für eine mittlere Auffächerung des Elektronenstrahls von $\tilde{\nu} = 40^\circ$ (mittlerer Streuwinkel), der durch Kleinwinkelstreuung beim Durchlauf der halben Schichtdicke einer Konverterfolie ($Z = 82$) der Flächenbelegung von $9,4 \text{ mg/cm}^2$ zustande kommt (Tabelle 1). Wie schon erwähnt, geht die Verteilung 1 aus Fig. 7 für die kurzwellige Grenze des Spektrums in eine Winkelverteilung entsprechend Fig. 2 über. An der kurzwelligen Grenze macht sich dann die Auffächerung des Elektronenstrahls durch Kleinwinkelstreuung in einer Verschmierung des Minimums bei $\theta = 0^\circ$ bemerkbar.

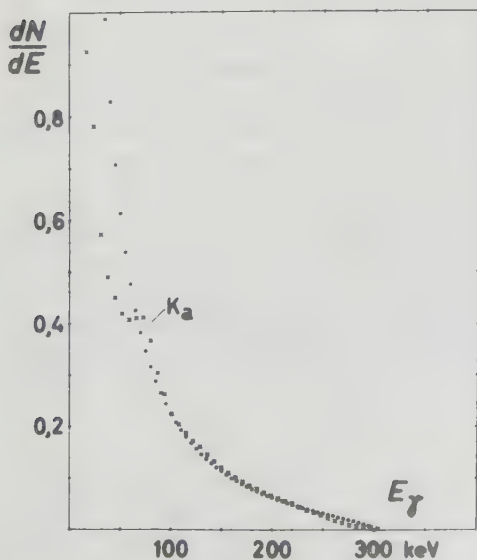


Fig. 8: Kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum für Blei ($Z = 82$; $\beta = 0,78$; $\theta = 30^\circ$)
 x: Messung
 □: Theorie [16]

Mit steigender Elektronenenergie wird die Ausbeute an Bremsquanten größer und die Depolarisation der Elektronen beim Durchgang durch Materie wird kleiner. Außerdem nimmt nach [1] die Asymmetrie für $\theta \leq 60^\circ$ mit wachsender Elektronenenergie monoton zu. Nach oben hin ist die Elektronenenergie aus apparativen Gründen (Spannungsfestigkeit des Umlenk-kondensators) auf ungefähr 350 keV begrenzt. Es wurde deshalb eine Energie $E_{\text{kin}} = 300 \text{ keV}$ ($\beta = 0,78$) gewählt.

Für eine kleinere Elektronenenergie E_{kin} von 128 keV ($\beta = 0,6$) und eine Bremsstrahlenergie $E_\gamma = 0,75 E_{\text{kin}}$ ist zwar die Abhängigkeit der Asymmetrie vom Emissionswinkel θ exakt berechnet worden [2], aber auf Grund der äußerst geringen Bremsstrahlintensität ist eine Messung bei diesen Parameterwerten nicht sinnvoll. Zum einen nimmt die Ausbeute an Bremsquanten gegenüber $\beta = 0,78$ um den Faktor 3 ab, und zum anderen liegt $E_\gamma = 0,75 E_{\text{kin}}$ an der kurzwelligen Grenze des Spektrums, wo der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsquanten sehr klein ist (Fig. 8).

Zur Messung des Energieverlaufes der Asymmetrie (für $\theta = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 55^\circ$) wurde das gesamte Bremsstrahlspektrum (Fig. 8) ab 10 keV zugelassen. Die Berechnung der spektralen Verteilung erfolgte ebenfalls nach Sauter [16] für $\beta = 0,78$ und $Z = 82$. Im gemessenen Spektrum ist deutlich die K_α -Linie von Blei ($\sim 74 \text{ keV}$) zu erkennen. Wegen der Absorption der niederenergetischen Bremsquanten in der Bleifolie liegt das gemessene Spektrum im langwelligen Bereich unter den theoretischen Werten. Die Messung der Asymmetrie als Funktion der Bremsstrahlenergie E_γ erfolgte mit Hilfe eines Vielkanalanalysators.

B. Beschreibung der Meßanordnung

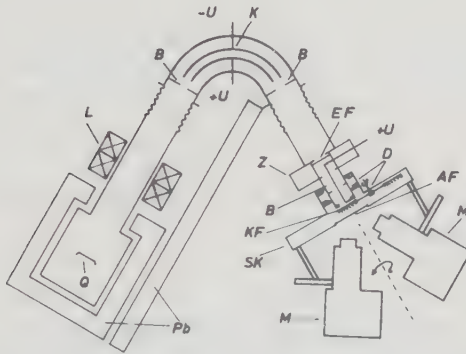


Fig. 9: Aufbau der Apparatur

Q : Quelle $^{90}\text{Sr}(+^{90}\text{Y})$	SK: Streukammer
L : Magnetlinse	KF: Konverterfolien mit Wechselmechanismus
B : Blenden	D : Drehdurchführungen
K : Umlenkkondensator	AF: Austrittsfenster für Bremsstrahlung
Z : dE/dx -Zähler mit Zähl draht	M : Photomultiplier
EF: Eintrittsfenster für Elektronen	Pb: Bleiabschirmung

Fig. 9 zeigt die verwendete Apparatur. Die von einem radio-aktiven Betapräparat ausgesandten Elektronen sind longitudinal polarisiert. Durch eine Magnetlinse wird das Präparat auf den Eingang eines elektrostatischen Kugelkondensators abgebildet. Die Elektronen werden in dem Kugelfeld umgelenkt und sind nach Verlassen des elektrischen Feldes transversal polarisiert. Quelle und Ablenkensystem befinden sich in einem Vakuumgefäß, das auf ca. 10^{-5} Torr evakuiert ist. Die Elektronen treten durch ein dünnes Fenster in einen Methandurchflußzähler (dE/dx - Zähler) ein, der das erste Signal für die Koinzidenz liefert. Sie treffen danach auf die Konverterfolie, in der sie Bremsstrahlung er-

zeugen. Dieser Teil der Anordnung - Zähler und Folien - befindet sich in einer Methanatmosphäre von 50 Torr Druck. Die durch die Konverterschicht durchgehenden Elektronen werden in Paraffin gebremst. Der Nachweis der Bremsstrahlung erfolgt in zwei um die Strahlachse schwenkbaren Photomultipliern mit NaJ-Kristallen. Um den Raumnulleffekt zu unterdrücken, werden Elektronen und Bremsquanten in Koinzidenz gemessen.

Im folgenden sollen die einzelnen Teile der Versuchsanordnung näher beschrieben werden:

1. Quelle:

Als Präparat wird $^{90}\text{Sr}(+^{90}\text{Y})$ mit einer Aktivität von 6,75 mCi verwendet. Das Strontium ist als Fluorid auf eine 5μ dicke Aluminiumfolie aufgedampft. Die aktive Schicht wurde mit einer weiteren 5μ dicken Al-Folie abgedeckt, um eine Verseuchung der Apparatur zu verhindern. Der Durchmesser der aktiven Schicht beträgt 18 mm, und ihre Flächendichte ist $0,063 \text{ mg/cm}^2$. Die Präparathalterung ist im Vakuum justierbar angebracht. Der Polarisationsgrad der longitudinal polarisierten Elektronen beträgt $P = -\frac{V}{C}$ [17].

2. Magnetspule:

Die Quelle wird durch die Magnetlinse - eine eisenfreie, wassergekühlte Magnetspule mit 4500 Windungen - in den Eingang des Ablenkkondensators abgebildet. Man gewinnt dadurch den Faktor 10 an Intensität. Gleichzeitig erfolgt durch die Magnetlinse eine Vordiskriminierung der Elektronenenergie. Eine Beeinflussung des longitudinalen Spins erfolgt nicht.

3. Ablenkkondensator:

Es wird ein elektrostatisches Kugelfeld verwendet, das den Impuls der Elektronen um 120° ablenkt. Der Plattenabstand des Umlenkkondensators beträgt $d = 15 \text{ mm}$ und der Radius der

Sollbahn $R = 146,5$ mm. Der Ablenkkondensator besteht aus zwei konzentrischen Kugelschalen aus Messing. Sie sind verchromt und extrem gut poliert.

Im nicht-relativistischen Fall wird der Spin der Elektronen durch das Kugelfeld nicht beeinflusst; er behält seine Raumrichtung bei. Relativistisch erfolgt eine Mitdrehung des Spins und zwar um den Betrag [18]:

$$(17) \quad \Delta\alpha = \Delta\gamma \frac{E_{\text{kin}}}{E_{\text{ges}}}; \quad \Delta\gamma = \text{Winkel der Impulsablenkung}$$

Eine völlige transversale Spinstellung würde sich demnach bei dem verwendeten 120° -Kondensator für 170 keV-Elektronen ergeben. 300 keV-Elektronen haben nach der Umlenkung noch eine longitudinale Komponente. Neben der Impulsumlenkung bewirkt das Kugelfeld eine Energiediskriminierung. Die kinetische Energie der durchgelassenen Teilchen beträgt bei symmetrischer Hochspannung an den Feldplatten [19]:

$$(18) \quad E_{\text{kin}} = \frac{eUR}{2d} - m_0 c^2 + \sqrt{(m_0 c^2)^2 + \left(\frac{eUR}{2d}\right)^2}$$

Im vorliegenden Fall wurde das Feld durch Anlegen einer symmetrischen Hochspannung von $U = \pm 25$ kV so eingestellt, daß Elektronen mit einer Energie von 300 keV durchgelassen werden. Das Auflösungsvermögen $\Delta E_{\text{kin}}/E_{\text{kin}}$ beträgt für diese Energie etwa 6% [6].

Der Ablenkkondensator hat abbildende Eigenschaften. Und zwar ist die Abbildung astigmatisch [19], so daß der Elektronenstrahl am Ort der Konverterfolie in horizontaler (parallel zur ξ_1, p_1 -Ebene) und vertikaler (senkrecht zum Spinvektor ξ_1) Richtung verschieden stark divergent ist.

4. Methandurchflußzähler:

Der dE/dx-Zähler wird mit einem Methandruck von 50 Torr und einer Zählerspannung von 1,54 kV betrieben. Die Druckre-

gelung erfolgt mit einem cartesischen Manostaten auf $1\frac{1}{2}$ genau. Das Zählrohr ist einschließlich Streukammer mit Konverterfolien durch eine Formvarfolie ($\varnothing$ 50 mm, Dicke $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) vom Vakuumteil der Apparatur getrennt. Um das Fenster mechanisch genügend stabil zu machen, wurde die Formvarfolie von einem Gitter aus Nylonfäden ($\varnothing$ 0,15 mm, Gitterabstand 3,6 mm) unterstützt. Das Zählrohr hat eine Länge von 10 cm. Der Zählendraht ist in der Längsachse aufgespannt (Molybdängitterdraht $\varnothing$ 50 μ). Eine Reihe von Blenden begrenzt den Elektronenstrahl. Unmittelbar am Ende des Zählrohres sitzt die Konverterfolie. Das Zählrohr mit Eintrittsfenster befindet sich möglichst nahe an der Konverterfolie, um den Intensitätsverlust an Elektronen durch Streuung klein zu halten. Fig. 10 und 11 geben die Zählrohrcharakteristik und die Impulshöhenverteilung (für 300 keV-Elektronen) wieder. Das Herstellungsverfahren für die Formvarfolien ist in [20] und [21] beschrieben. Weitere Angaben über das Zählrohr befinden sich in [22].

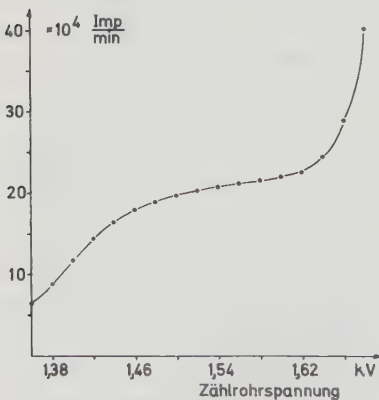


Fig. 10: Charakteristik des Methandurchflußzählers bei 50 Torr Methandruck. Die Zählrohrspannung während der Messung betrug 1,54 kV

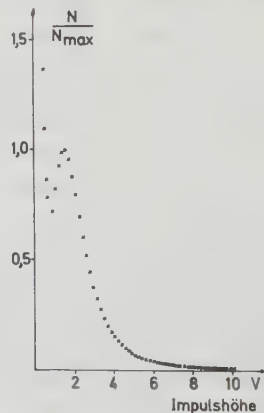


Fig. 11: Impulshöhenverteilung des Zählers für 300 keV-Elektronen bei 50 Torr Methandruck. Impulse unterhalb einer Schwelle von 0,7 V werden abgeschnitten

5. Konverterfolien:

Als Material für die Konverterfolien dient Blei ($Z = 82$) und Kupfer ($Z = 29$). Die Folien wurden durch Aufdampfen auf eine 5μ dicke Al-Folie ($Z = 13$) im Hochvakuum hergestellt. Die Al-Folie ist auf einen Aluminiumring von 60 mm Durchmesser aufgekittet. Der Durchmesser der aufgedampften Schicht beträgt 55 mm.

Tabelle 1: Konverterfolien

Folie	Z	d(mg/cm ²)	$\bar{\gamma}$	$\Delta P/P$
Pb ₁	82	9,4	42°	1,0%
Pb ₂	82	5,7	31°	0,5%
Cu	29	17,8	41°	0,9%

Die in den letzten beiden Spalten der Tabelle angegebenen Werte für den mittleren Streuwinkel $\bar{\gamma}$ [23] und die daraus folgende Depolarisation $\Delta P/P$ [24] beziehen sich auf $d/2$ der Folie, da bei den dünnen Konverterschichten angenommen werden kann, daß im Mittel in der halben Schichtdicke das Bremsquant emittiert wird. Bei der Auslegung der Schichtdicken wurde darauf geachtet, daß bei zu vergleichenden Folien der mittlere Streuwinkel $\bar{\gamma}$ ungefähr gleich groß ist.

In der Konverterschicht erzeugen nur sehr wenige der Elektronen Bremsstrahlung. Die übrigen Elektronen gehen wegen der Elektronenreichweite von 65 mg/cm^2 für 300 keV-Elektronen ohne wesentlichen Energieverlust hindurch. Diese Elektronen würden entweder durch direkten Nachweis im Szintillationskristall oder durch außerhalb der Konverterschicht erzeugte Bremsstrahlung zu einem unkontrollierten Untergrund führen. Dieser Untergrund würde sich außerdem noch für die verschiedenen Folien (Änderung von $\bar{\gamma}$) und Emissionswinkel θ (Änderung der Nachweisgeometrie für Strahlung und Elektronen) ändern. Deshalb wurde die Rückseite aller Folien mit einer 3 mm dicken Paraffinschicht

(300 mg/cm², Elektronenreichweite 65 mg/cm²) ausgegossen. Dann sind das Aluminium-Backing und die Paraffinschicht im wesentlichen für den Nulleffekt verantwortlich. Deshalb wurde für diese Materialien eine möglichst kleine Ordnungszahl gewählt.

Zur Bestimmung dieses (koinzident gemessenen) Untergrundes wird eine unbedampfte Trägerfolie (+Paraffinschicht) benutzt, so daß als Nulleffekt alle Bremsstrahlung berücksichtigt wird, die nicht in der aufgedampften Konverterschicht entsteht.

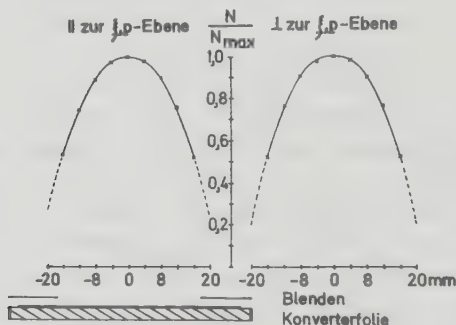


Fig. 12: Intensitätsverteilung der Elektronen ($\beta = 0,78$) am Ort der Konverterfolie

In der Streukammer sind die vier Konverterfolien (1 Leerfolie, 2 Bleifolien verschiedener Dicke, 1 Kupferfolie) auf einer drehbaren Halterung angebracht, so daß sie jeweils nach Beendigung einer vorgegebenen Meßzeit automatisch ausgetauscht werden können.

6. Multipliiert:

Die in der Konverterfolie erzeugten Bremsquanten verlassen den Streuteil der Apparatur durch das Austrittsfenster

(200 μ Hostaphan, $\varnothing$ 10 cm) und werden in zwei Photomultipliern mit 1,5"x1,5" NaJ(Tl)-Kristallen (Eintrittsfenster 25 μ Al) nachgewiesen. Die Multiplier sind symmetrisch unter den Azimutwinkeln $\Phi = 90^\circ$ und $\Phi = 270^\circ$ an der Streukammer befestigt. Die verwendete Halterung gewährleistet eine reproduzierbare Einstellung der verschiedenen Emissionswinkel Θ . Der von den Kristallen mit aufgesetzten Schlitzblenden aus Blei erfaßte Raumwinkel beträgt $\Delta\Theta = \pm 3,5^\circ$. Die Streukammer mit den Konverterfolien und den Multipliern läßt sich um 180° um die Achse des einfallenden Elektronenstrahls schwenken. Auch dieser Vorgang erfolgt automatisch, nachdem alle vier Konverterfolien durchgemessen worden sind.

Beim Schwenken der Multiplier macht sich das äußere Magnetfeld von ca. 0,3 Gauß (Erdfeld + Streufeld der Magnetlinse) durch eine Verstärkungsänderung der Multiplier bemerkbar. Die bezüglich der Multiplierachse longitudinalen Feldkomponenten lassen sich nicht durch Mumetall abschirmen. Erst durch Drehen der Multiplier um ihre Längsachse ergibt sich eine ganz bestimmte, reproduzierbare Lage, in der die Verstärkung in den beiden Meßstellungen $\Phi = 90^\circ$ und $\Phi = 270^\circ$ gleich groß ist. Diese Einstellung muß für jeden Emissionswinkel Θ neu vorgenommen werden.

7. Elektronik:

Die von den Elektronen im Methandurchflußzähler bzw. von den Bremsquanten in den Multipliern ausgelösten Impulse werden über White-Kathodenfolger den doppelt differenzierenden Linearverstärkern zugeführt. Durch die Verzögerungskabel werden die verschiedenen Impulsverarbeitungszeiten der drei Nachweiszweige ausgeglichen. Die verstärkten Impulse gelangen über Einkanaldiskriminatoren auf die beiden Koinzidenzstufen und werden außerdem noch in Digitalzählern registriert. Die Koinzidenzstufen arbeiten nach der Nulldurchgangsmethode und haben eine Zeitauflösung $2\tau = 40$ ns. Diese Zeitauflösung ergibt bei den vorkommenden Zählraten eine zu-

fällige Koinzidenzzählrate von 0,015/sec. Die zufälligen Koinzidenzen sind im Nulleffekt enthalten und werden dadurch bei der Auswertung abgezogen. Auch die koinzidenten Impulse werden in zwei Digitalzählern registriert. Zum anderen werden sie als Gate-Impulse für den Vielkanalanalysator verwendet.

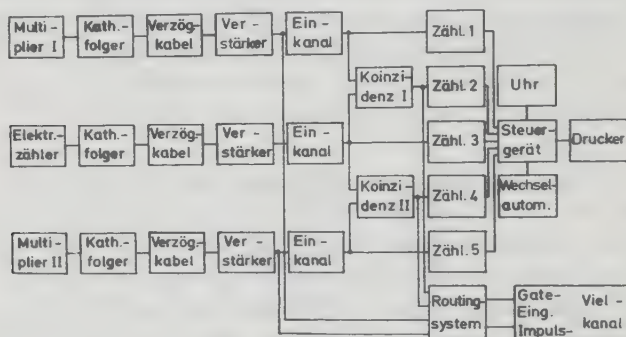


Fig. 13: Blockschaltbild der Elektronik

Die 512 Kanäle des RCL-Vielkanalanalysators sind in 8 Achtel von jeweils 64 Kanälen eingeteilt. Die einzelnen Achtel des Vielkanalanalysators werden wie folgt belegt: Als erstes befindet sich die Leerfolie im Strahlengang. Der Koinzidenzimpuls löst im Routing-System einen Gate-Impuls aus, der den energieproportionalen Verstärkerimpuls im 1. oder 5. Achtel des Vielkanalanalysators einordnet, entsprechend seiner Herkunft vom Multiplier bei $\Phi = +90^\circ$ oder $\Phi = -90^\circ (= 270^\circ)$. Nach Beendigung der vorgewählten Meßzeit wird als nächstes die Bleifolie 1 in den Strahlengang geschwenkt und das Routing-System weitergestellt, so daß jetzt die Verstärkerimpulse im 2. oder 6. Achtel einsortiert werden (Bleifolie 2: 3. oder 7. Achtel und Kupferfolie: 4. oder 8. Achtel). Nachdem in zeitlicher Aufeinanderfolge alle vier Konverterfolien durchgemessen worden sind, werden die Multiplier um 180° um die Achse des einfallenden Elektronenstrahls geschwenkt;

und im Routing-System werden die Koinzidenzeingänge umgepolt. Auf diese Weise registriert der Vielkanalanalysator die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung, die unter $\Phi = +90^\circ$ emittiert wird, für die vier Folien in den ersten vier Achteln und die Bremsstrahlung, die unter $\Phi = -90^\circ$ emittiert wird, in den letzten vier Achteln.

Vorgewählte Meßzeit, Elektronenzählrate, Koinzidenzzählraten und Bremsstrahlungszählraten werden zusätzlich in einer Zählanlage (Digitalzähler) registriert und nach Beendigung der Meßzeit für jede Folie durch einen Kiensle-Impulsdrucker ausgedruckt. Der Wechsel der Konverterfolien und das Schwenken der Multiplier wird automatisch vorgenommen, so daß die Apparatur lange Zeit wartungsfrei laufen kann.

C. Abschirmung von Störstrahlung

Ein wesentliches Problem des hier vorliegenden Experiments ist es, eine geringe Zahl von Bremsquanten in einem Raum nachzuweisen, in dem sich eine starke radioaktive Quelle befindet. Deshalb wurde trotz der weitgehenden Unterdrückung des Raumnulleffektes durch die Koinzidenzmethode besonderer Wert auf die Abschirmung störender Röntgenstrahlung gelegt:

1. Als Quelle wurde $^{90}\text{Sr}(+^{90}\text{Y})$ gewählt, das praktisch keine Gammastrahlung emittiert (nur 0,02% 1,75 MeV-Gammaquanten).

2. Alle von Elektronen getroffenen Teile der Apparatur wurden mit Kunststoff oder Aluminium verkleidet, so daß durch deren kleine Ordnungszahl die Emission von Bremsquanten klein bleibt.

3. Die Folienrückseite wurde mit Paraffin belegt, damit möglichst alle Elektronen in weitem Abstand vom Multiplier absorbiert werden. Die dabei erzeugte Bremsstrahlung ist reproduzierbar und läßt sich mit der unbedampften Leerfolie

mitmessen und als Nulleffekt bei der Auswertung abziehen. Der Untergrund hat auch die Form eines Bremsstrahlspektrums.

4. Die Präparatkammer wurde mit 5 cm Blei abgeschirmt. In Richtung auf den Nachweisteil dient eine weitere 5 cm dicke Bleischicht als Abschirmung.

Trotz dieser Maßnahmen stammen noch ca. 30% der koinzidenten Ereignisse aus dem Nulleffekt (Fig. 14). Dieser hohe Untergrund verschlechtert den statistischen Fehler nicht unerheblich.

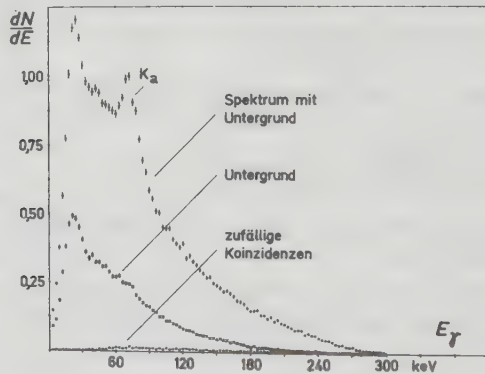


Fig. 14: zeigt das Bremsstrahlspektrum ($\beta = 0,78$) der Konverterfolie aus Blei ($9,4 \text{ mg/cm}^2$) und der Leerfolie, sowie das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen

D. Abschätzung der Depolarisation

Die Elektronen, die aus der Quelle kommen, haben einen longitudinalen Polarisationsgrad $P = -\frac{v}{c}$. Für eine ausgesonderte Elektronenenergie von 300 keV ist $\frac{v}{c} = 0,777$, d.h. der Polarisationsgrad der Elektronen beträgt 77,7%. Im folgenden soll die Depolarisation der Elektronen in der

Apparatur abgeschätzt werden:

1. Depolarisation in der Quelle:

Diese wird durch Vielfachstreuung um kleine Winkel und Einzelstreuung um große Winkel in der aktiven Schicht und in den beiden Deckfolien hervorgerufen. Es ergibt sich nach [25] eine Depolarisation $\Delta P/P = 0,8\%$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit experimentell gefundenen Werten von J. van Klinken [26]. Der mittlere Streuwinkel, hervorgerufen durch die Vielfachstreuung, beträgt nach Molière [23] $\bar{\vartheta} = 14^\circ$.

2. Unvollständige Spinumlenkung im Ablenkkondensator:

Die 300 keV-Elektronen werden im Ablenkkondensator um 120° umgelenkt. Nach Formel (17) ergibt sich eine Mitdrehung des Spins um $\Delta\alpha = 44,4^\circ$, so daß der Winkel zwischen Impuls- und Polarisationsvektor nach der Umlenkung $75,6^\circ$ beträgt. Daraus resultiert eine Depolarisation des transversal polarisierten Elektronenstrahls von $\Delta P/P = 3,14\%$.

3. Depolarisation im Methandurchflußzähler:

Die Depolarisation transversal polarisierter Elektronen ist geringer als die longitudinal polarisierter, weil bei ersteren bei Streuung in der Ebene senkrecht zum Spin keine Depolarisation auftritt. Die Massenbelegung des Zählrohres einschließlich Eintrittsfenster beträgt $580 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Daraus resultiert nach [23] ein mittlerer Streuwinkel von $\bar{\vartheta} = 2^\circ$ und nach [24] eine Depolarisation von kleiner 1% . Der Einfluß der Großwinkelstreuung wurde bei dieser Abschätzung vernachlässigt, da in dem Methanzähler angebrachte Blenden verhindern sollen, daß Elektronen nach einer Großwinkelstreuung auf die Konverterfolie gelangen.

4. Depolarisation in den Konverterfolien:

Die Elektronen werden in der Konverterfolie durch Streuung depolarisiert, ehe sie Bremsstrahlung auslösen. Wegen der

geringen Dicke der Folien wird angenommen, daß die Bremsquanten im Mittel in der Schichtmitte emittiert werden. Großwinkelstreuung, bei der die Depolarisation bis zu 10% betragen kann, wird vernachlässigt, da nur Bremsstrahlung unter stark vorwärts gerichteten Winkeln nachgewiesen wird. Mehrmalige Streuung unter großen Winkeln ist in den dünnen Konverterschichten aber sehr unwahrscheinlich. Die Depolarisationen für die einzelnen Konverterfolien sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die in den Punkten 1 mit 3 beschriebenen Einflüsse ergeben zusammen eine Depolarisation $\Delta P/P = 4\%$. Damit haben die Elektronen, die auf die Konverterfolie treffen, einen Polarisationsgrad von $P = 74,6\%$.

III. Auswerteverfahren

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsquanten durch transversal polarisierte Elektronen hatte die Form:

$$(16) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{BH} (1 - PS(\theta)\sin\Phi)$$

Trifft auf eine Folie mit N_0 Atomen/Fläche ein Strom von J_0 Elektronen/Zeit, so ist die Zahl der in das Raumwinkel-element $d\Omega$ pro Zeit emittierten Quanten:

$$(19) \quad N(\theta, \Phi, Z) = J_0 N_0 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{BH} (1 - PS(\theta)\sin\Phi) d\Omega$$

Als Asymmetrie $A(\theta, Z)$ einer Substanz bezeichnet man das Verhältnis der Bremsstrahlzählrate unter $\Phi = -90^\circ$ und $\Phi = +90^\circ$.

$$(20) \quad A(\theta, Z) = \frac{N(\theta, Z, \Phi=-90^\circ)}{N(\theta, Z, \Phi=+90^\circ)} = \frac{N_-(Z)}{N_+(Z)}$$

Aus (19) und (20) folgt für die Asymmetriefunktion $S(\theta, Z)$:

$$(21) \quad S(\theta, Z) = \frac{1}{P} \frac{A - 1}{A + 1}$$

Da der Nulleffekt nicht vernachlässigbar klein ist (Fig. 14), wird er jeweils mitgemessen und abgezogen.

Neben dem Nulleffekt müssen bei der Auswertung von (20) noch apparative Asymmetrien berücksichtigt werden. Über verschieden eingestellte Winkel θ_1 und θ_2 und verschiedene Raumwinkel Ω_1 und Ω_2 der beiden Multiplier (1 und 2) wird durch den periodischen Austausch der beiden Multiplier untereinander gemittelt. Eine apparative Asymmetrie kommt dadurch nicht zustande. Unsymmetrien können aber durch mögliche kleine Änderungen des Winkels θ (θ_-, θ_+) und des Raumwinkels Ω (Ω_-, Ω_+) für einen Multiplier beim Schwenken von $\Phi = -90^\circ$ nach $\Phi = +90^\circ$ entstehen. Andere apparative

Asymmetrien können z.B. von einem nicht zentrisch justierten Elektronenstrahl und von einer Verstärkungsänderung der Multiplier in den äußeren Magnetfeldern beim Schwenken von der Meßstellung $\Phi = +90^\circ$ in die Stellung $\Phi = -90^\circ$ herrühren.

Bei Berücksichtigung dieser möglichen apparativen Asymmetrien ergibt sich für das Verhältnis der Zählraten (20):

$$(22) \quad \frac{N_-(Z_1)}{N_+(Z_1)} = \frac{\sigma_-(1 + \text{PS}(\theta_-, Z_1))\Omega_-}{\sigma_+(1 - \text{PS}(\theta_+, Z_1))\Omega_+} \cdot A_{\text{app}}$$

$$\sigma_{\pm} = \frac{1}{Z^2} \left(\frac{d\sigma(\theta_{\pm})}{d\Omega} \right)_{\text{BH}}$$

$\sigma_{\pm}$ ist unabhängig von Z , da $(d\sigma/d\Omega)_{\text{BH}} \sim Z^2$ (11). Die Verstärkungsänderung des Multipliers verschiebt das eingestellte Einkanalfenster über das Gammaspektrum. Dadurch unterscheiden sich $N_+(Z_1)$ und $N_-(Z_1)$ durch einen Faktor, der in A_{app} enthalten ist. Auch die Asymmetrie durch den nicht zentrisch auftreffenden Elektronenstrahl wird durch A_{app} berücksichtigt. Durch das Auswechseln der Konverterfolie ändern sich die apparativen Asymmetrien nicht. Deshalb werden noch für eine andere Konvertersubstanz Z_2 die Zählraten gemessen und das Doppelverhältnis gebildet:

$$(23) \quad A_{\text{ex}} = \frac{N_-(Z_1) \cdot N_+(Z_2)}{N_+(Z_1) \cdot N_-(Z_2)}$$

$$= \frac{\sigma_-(1 + \text{PS}(\theta_-, Z_1))\Omega_-}{\sigma_+(1 - \text{PS}(\theta_+, Z_1))\Omega_+} \cdot A_{\text{app}} \cdot \frac{\sigma_+(1 - \text{PS}(\theta_+, Z_2))\Omega_+}{\sigma_-(1 + \text{PS}(\theta_-, Z_2))\Omega_-} \cdot \frac{1}{A_{\text{app}}}$$

$$= \frac{1 + \text{PS}(\theta, Z_1)}{1 - \text{PS}(\theta, Z_1)} \cdot \frac{1 - \text{PS}(\theta, Z_2)}{1 + \text{PS}(\theta, Z_2)}$$

A_{ex} ist unabhängig von apparativen Asymmetrien. Voraussetzung ist allerdings die zeitliche Konstanz der apparativen Asymmetrie für einen Meßturnus. Unberücksichtigt bleibt dagegen die Änderung der Asymmetriefunktion S mit dem Winkel θ .

Als Vergleichsfolie wäre ein Material kleiner Asymmetrie, d.h. nach (15) kleiner Ordnungszahl geeignet, da $S(Z_2 \rightarrow 0)$ gegen Null geht. Aus Intensitätsgründen wurde aber ein Material mittlerer Ordnungszahl und zwar Kupfer ($Z = 29$) gewählt. Dann ist es aber notwendig, A_{ex} (23) auf die Asymmetrie der Vergleichsfolie zu korrigieren. Da die Asymmetrie (20) in der Gegend von 1 liegt, kann $PS = (A-1)/(A+1)$ proportional Z (15) durch $(A-1)/2$ proportional Z ersetzt werden. Es ergibt sich damit für die korrigierte Asymmetrie:

$$(24) \quad A(Z_1) = A_{\text{ex}} \frac{1 - \varepsilon}{1 - A_{\text{ex}} \varepsilon} ; \quad \varepsilon = \frac{Z_2}{Z_1}$$

Mit (24) wird dann aus (21) die Asymmetriefunktion $S(\theta, Z)$ berechnet.

Die strenge Proportionalität von S mit Z folgt aus der hier betrachteten 2. Bornschen Näherung und ist nach dem in Abschnitt I (C.4.) Gesagten sicher nicht exakt erfüllt. Es kann sich deshalb bei der Auswertung der Asymmetrie leicht ein systematischer Fehler ergeben.

Die gesamte Meßanordnung ist zeitlichen Schwankungen unterworfen. Deshalb werden die einzelnen Messungen in einem kurzen Turnus abwechselnd durchgeführt und die Ergebnisse aufsummiert. Ein Meßturnus umfaßt mindestens die Messung von Nulleffekt, Effekt bei Ordnungszahl Z_1 (Pb, $Z = 82$), Effekt bei Ordnungszahl Z_2 (Cu, $Z = 29$), jeweils in den Azimutstellungen $\Phi = \pm 90^\circ$. Es wird noch zusätzlich eine vierte Folie und zwar aus Blei kleinerer Flächenbelegung mitgemessen, so daß ein Meßturnus jeweils acht Einzelmessungen umfaßt. Bei einer Meßzeit von 40 Minuten je Folie dauert ein Meßturnus 320 Minuten. Zeitliche Schwankungen der gesamten Meßanordnung verlaufen so langsam, daß sie sich innerhalb dieser Zeit von 320 Minuten nicht bemerkbar machen.

Die vom Vielkanalanalysator aufgenommenen Spektren und die integral registrierten Koinzidenzzählraten werden auf die jeweils mitgemessene Elektronenzählrate normiert. Dadurch wird das Ergebnis unabhängig von zeitlichen Intensitätsschwankungen des Elektronenstrahls am Ort der Konverterfolie und von der Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählrohres einschließlich nachfolgender Elektronik. Darüber hinaus waren sämtliche Blenden in der Apparatur und im Zählrohr mit Aluminium bedampft, damit der Elektronenstrahl nicht durch elektrostatische Aufladungseffekte beeinflusst wird.

Schwankungen im Raumnulleffekt können vor allem durch Überschläge oder Feldemission zwischen den Platten des Ablenk-kondensators auftreten. Diese Schwankungen waren klein; und zwar hat es sich als äußerst wichtig herausgestellt, die Diffusionspumpe mit einer Kühlfalle (flüssiger Sauerstoff) zu versehen, die die Verschmutzung des Ablenkkondensators verhindert.

Die beiden Multiplier werden in gleichen Zeitabständen um 180° um die Strahlachse geschwenkt. Diese Maßnahme macht das Ergebnis unabhängig von der Nachweiswahrscheinlichkeit der Multiplier und der beiden Koinzidenzzweige. Außerdem kann die Asymmetrie für beide Multiplier getrennt ausgewertet und die Ergebnisse miteinander verglichen werden.

Wie bereits erwähnt, sind die ersten vier Achtel des Vielkanalanalysators mit den Bremsstrahlspektren der vier Konverterfolien belegt, die von den beiden Multipliern in der Meßstellung $\Phi = +90^\circ$ stammen, und entsprechend werden die Spektren der Multiplier in der Meßstellung $\Phi = -90^\circ$ in den letzten vier Achteln einsortiert. Die differentielle Auswertung vollzog sich nach dem oben angegebenen Verfahren, und zwar werden gleiche Energieintervalle (4 Kanäle $\hat{=}$ 28 keV) in entsprechenden Spektren ausgewertet. Das Ergebnis, die Asymmetrie als Funktion der Bremsstrahlenergie, ist dann bereits der Mittelwert aus den beiden Multipliern.

Zur Kontrolle der Messung wurde - in etwa gleichen Zeitabständen - aus den aufintegrierten Vielkanalspektren ($\Delta E_\gamma = 10 - 300 \text{ keV}$) der Mittelwert der Asymmetrie für den jeweiligen Emissionswinkel θ gebildet. Daneben ist noch die Asymmetrie aus den integral registrierten Koinzidenzzählraten der beiden Multiplier berechnet und gemittelt worden. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen sowohl die Ergebnisse für die beiden Multiplier untereinander als auch deren Mittelwert mit dem aus den aufintegrierten Spektren gewonnenen Mittelwert überein.

Das Auswerteverfahren wurde programmiert, und die Berechnung der Ergebnisse erfolgte auf der LGP 21.

Die Auswertung ist für die beiden verschieden dicken Bleifolien getrennt durchgeführt worden. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der statistischen Fehler überein. Im Endergebnis ist deshalb nur der Mittelwert aus der Asymmetrie der beiden Konverterfolien (Pb_1 und Pb_2) angegeben.

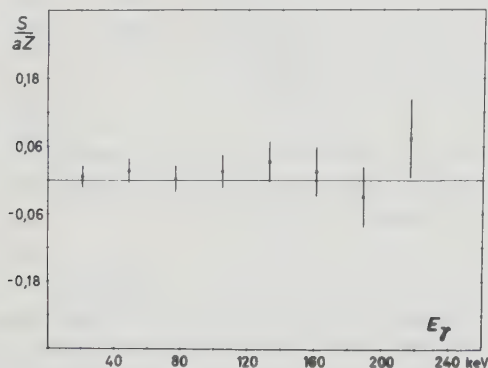


Fig. 15: 0° - 180° -Testmessung ($\theta = 30^\circ \pm 15^\circ$)
Die Asymmetriefunktion S/aZ als Funktion von E_γ sollte unter diesen Φ -Winkeln konstant null sein

Nach (16) sind die Wirkungsquerschnitte unter $\Phi = 0^\circ$ und $\Phi = 180^\circ$ gleich, d.h. eine Messung unter diesen Winkeln darf keine echte Asymmetrie ergeben. Eine derartige Kontrollmessung ($\theta = 30^\circ \pm 15^\circ$) wurde durchgeführt (Fig. 15). Das Resultat - die Asymmetriefunktion $S/\alpha Z$ als Funktion von E_γ - zeigt innerhalb der statistischen Fehlergrenzen praktisch keine Asymmetrie.

Im folgenden sollen noch einige Effekte, die einen systematischen Fehler in der Messung hervorrufen können, diskutiert werden:

1. Transversal polarisierte Elektronen, die vor der Emission der Bremsstrahlung elastisch im Coulombfeld des Atomkernes gestreut werden (Mottstreuung), haben - wie eingangs erwähnt - eine azimuthale Asymmetrie und können dadurch zusätzlich eine Asymmetrie der emittierten Bremsstrahlung bewirken. Nach [27] ist für $\beta = 0,8$ und $Z = 80$ die Mott-Streuasymmetrie für Winkel unter 35° kleiner 1%. Eine nennenswerte Asymmetrie tritt erst bei großen Streuwinkeln auf, für die aber der Wirkungsquerschnitt sehr klein ist. Bildet man das mit dem Wirkungsquerschnitt gewogene Mittel des Absolutwertes der Sherman-Funktion für alle Streuwinkel zwischen 0° und 180° , so findet man einen Asymmetriewert von weniger als 0,7%. Da die zu erwartende Bremsstrahlung asymmetrie aber in den meisten Energie- und Winkelbereichen größer ist, sollte die Beeinflussung der Meßwerte durch den beschriebenen Effekt klein sein.

2. Die mitgemessene K_α -Linie von Blei (Fig. 8) hat ebenfalls einen störenden Einfluß auf die Meßwerte. Charakteristische Röntgenstrahlung hat eine isotrope Raumverteilung und sollte deshalb als Untergrund abgezogen werden. Da ihr Anteil am Gesamtspektrum nur wenige Prozent (<10%) beträgt und die Asymmetrie (20) in der Gegend von 1 liegt, ist ihr Einfluß vernachlässigbar klein (ca. 0,4%). Und selbst bei der differentiellen Auswertung wird in dem Energieinter-

vall, in dem die K_{α} -Linie liegt, der Asymmetriewert um weniger als 1% verfälscht.

3. Ein systematischer Fehler, der sich nur durch großen numerischen Aufwand beseitigen läßt, besteht in der Verfälschung des echten Spektrums durch Comtoneffekt. Eine Faltung des gemessenen Spektrums wurde vor allem aus zwei Gründen nicht vorgenommen:

Ist die gemessene Asymmetrie N_-/N_+ (20) unabhängig von der Gammaenergie, so berechnet sie sich auch aus den unkorrigierten Spektren richtig. Sowohl die Theorie wie auch die Messung (Fig. 16 - 20) zeigen, daß die Asymmetriefunktion monoton mit zunehmender Gammaenergie steigt und nicht sehr stark energieabhängig ist.

Andererseits ist zu erwarten, daß bei einer Grenzenenergie von 300 keV die Faltung des Spektrums durch Comtoneffekt nicht groß ist, da gerade die besonders störenden hochenergetischen Anteile - das Verhältnis Photoeffekt/Comtoneffekt wird mit wachsender Energie immer schlechter - im Spektrum nur schwach vertreten sind. Diese Annahme wird bestätigt durch die relativ gute Übereinstimmung des theoretischen und des unkorrigierten Meßspektrums (Fig. 8).

4. Die durch die Messung bedingten Einflüsse wie endliche Ausdehnung des Elektronenstrahls, endliche Fläche von Zähler und Konverterfolie und Auffächerung des Elektronenstrahls durch Kleinwinkelstreuung in der Konverterschicht haben eine Verschmierung der gemessenen Asymmetrie zur Folge. Eine Korrektur wäre auch hier nur mit einem großen numerischen Aufwand möglich und ist überhaupt nur sinnvoll, wenn die Asymmetriefunktion in ihrem Verlauf exakt bekannt wäre. Das ist aber, wie in Abschnitt I festgestellt wurde, nicht der Fall.

IV. Ergebnisse und ihre Diskussion

Die Messungen wurden mit monoenergetischen Elektronen einer kinetischen Energie von 300 ± 10 keV durchgeführt. Der transversale Polarisationsgrad der Elektronen betrug beim Auftreffen auf die Konverterfolie 74,6%. Die Asymmetriefunktion $S(\theta, k, Z)$ ist mit einem Polarisationsgrad $P = 0,746(1 - \Delta P/P)$ berechnet worden. $\Delta P/P$ ist die in Tabelle 1 angegebene Depolarisation der Elektronen in der Konverterfolie vor Emission der Bremsstrahlung. Für die Gammaquanten wurde ein Energiebereich von 10 - 300 keV zugelassen. Als Endergebnis ist der nur noch von den Parameterwerten θ und k abhängige Ausdruck $S/\alpha Z$ (α = Feinstrukturkonstante) angegeben. Um den statistischen Fehler zu verkleinern, ist über den Asymmetriewert der beiden Bleifolien gemittelt worden. Die Auswertung der Bremsstrahlspektren liefert $S/\alpha Z$ in Abhängigkeit von E_γ . Gemessen wurde bei Emissionswinkeln $\theta = 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ und 55° mit einem Raumwinkelbereich $\Delta\theta = \pm 3,5^\circ$. Um zu kleineren Fehlern zu kommen, wurde bei $\theta = 30^\circ$ auch eine Messung mit $\Delta\theta = \pm 8^\circ$ durchgeführt. Die in den Ergebnissen angegebenen statistischen Fehler wurden für jeden Winkel θ in einer reinen Meßzeit von ca. 600 Stunden erreicht. Bei der Auswertung sind jeweils 4 Kanäle (≈ 28 keV) zusammengefaßt worden. Die Werte in der Nähe der kurzwelligen Grenze haben wegen des minimalen Wirkungsquerschnittes so große Fehler, daß sie keine Aussagekraft mehr besitzen. Sie wurden weggelassen.

Die Meßergebnisse sind in den Fig. 16 - 20 eingetragen. Zum Vergleich sind die in 2. Bornscher Näherung nach [1] berechneten theoretischen Werte ebenfalls in den Fig. 16 - 20 eingetragen. Die numerische Berechnung erfolgte auf der CD 3300 (Rechenzentrum Erlangen). (Als numerische Kontrolle für die Richtigkeit des Programms dienten einige in [1] angegebene Kurven, die aus eigenen numerischen Rechnungen dieser Autoren stammen.)

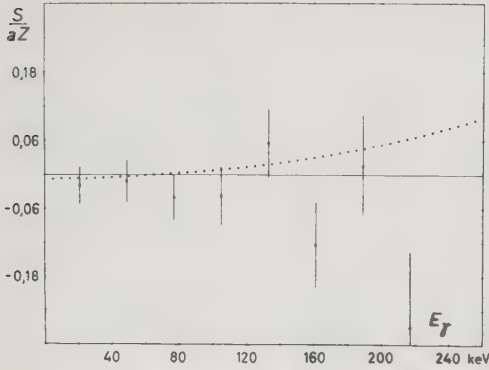


Fig. 16: Energieab-
hängigkeit der Brems-
strahlasymmetrie für
 $\theta = 20^\circ \pm 3,5^\circ$;
Theorie und Messung

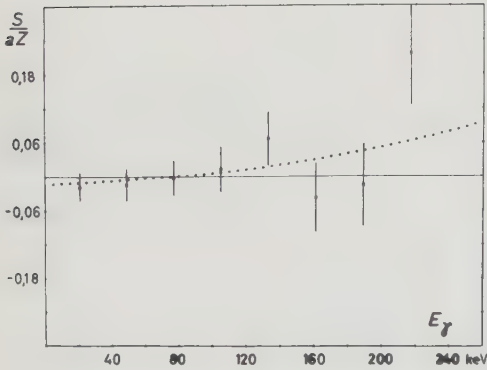


Fig. 17: Energieab-
hängigkeit der Brems-
strahlasymmetrie für
 $\theta = 30^\circ \pm 3,5^\circ$;
Theorie und Messung

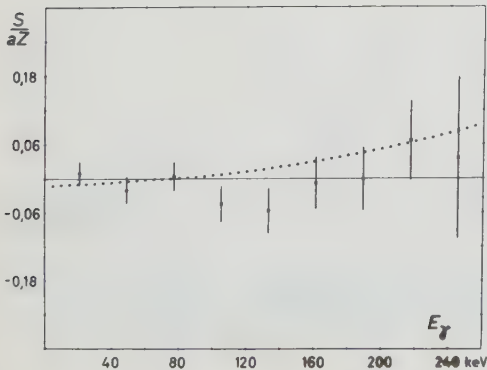


Fig. 18: Energieab-
hängigkeit der Brems-
strahlasymmetrie für
 $\theta = 30^\circ \pm 8^\circ$;
Theorie und Messung

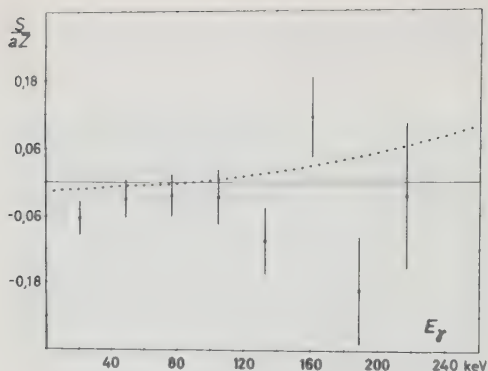


Fig. 19: Energieabhängigkeit der Bremsstrahlasymmetrie für $\theta = 40^\circ \pm 3,5^\circ$; Theorie und Messung

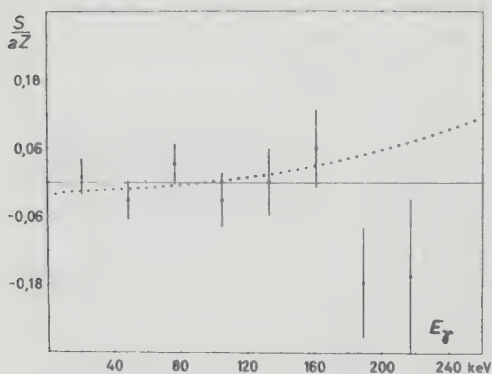


Fig. 20: Energieabhängigkeit der Bremsstrahlasymmetrie für $\theta = 55^\circ \pm 3,5^\circ$; Theorie und Messung

Aus den obigen Fig. 16 - 20 ist zu entnehmen, daß Theorie und Messung in der Größenordnung des Effektes übereinstimmen. Eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung ist nicht zu erwarten. Zum einen sind die Fehlerbalken im Vergleich zum Effekt noch sehr groß und zum anderen wird der Asymmetrieverlauf von der 2. Bornschen Näherung noch nicht richtig wiedergegeben. Dies wird ja in [2] zumindest für die θ -Abhängigkeit gezeigt. Eine Berechnung der Asymmetrie mit den exakten Wellenfunktionen unter Verwendung des Rechenprogramms aus [2] ist nicht möglich, da das Resultat unendliche Reihen enthält, die für $\beta = 0,78$ nicht mehr kon-

vergieren [28]. Außerdem ist eine erhebliche Verkleinerung der Fehler wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes nicht in vernünftigen Meßzeiten zu bekommen.

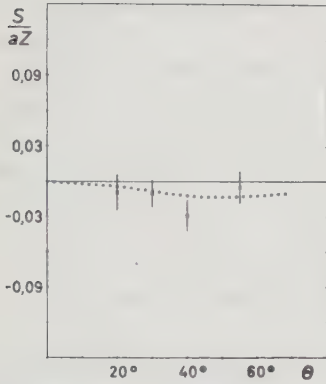


Fig. 21: $\Delta E_\gamma = 10 - 66$ keV

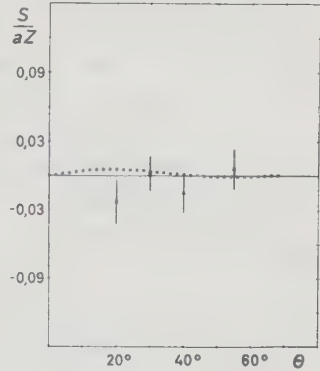


Fig. 22: $\Delta E_\gamma = 66 - 122$ keV

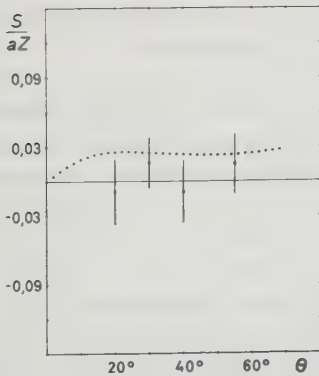


Fig. 23: $\Delta E_\gamma = 122 - 178$ keV

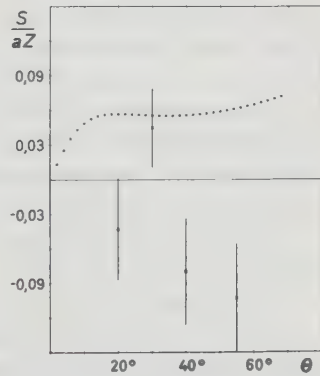


Fig. 24: $\Delta E_\gamma = 178 - 234$ keV

Fig. 21 - 24: θ -Abhängigkeit der Bremsstrahlasymmetrie für verschiedene ΔE_γ ;
Theorie und Messung

Aus den Fig. 16 - 20 ist für verschiedene Energiebereiche der Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit vom Emissionswinkel θ entnommen worden (Fig. 21 - 24). Es wurden je zwei aufeinanderfolgende Punkte zusammengefaßt. Auch dafür ist der theoretische Verlauf in 2. Bornscher Näherung nach [1] numerisch berechnet worden. Für die zu erwartende Übereinstimmung von Messung und Theorie gilt auch hier das bereits oben Gesagte.

Für die Mittelwerte der Asymmetrie über das ganze Spektrum ergab die Auswertung:

Tabelle 2:

$$E_{\text{kin}} = 300 \text{ keV}$$

$$\Delta E_{\gamma} = 10 - 300 \text{ keV}$$

θ	$20^{\circ} \pm 3,5^{\circ}$	$30^{\circ} \pm 3,5^{\circ}$	$30^{\circ} \pm 8^{\circ}$	$40^{\circ} \pm 3,5^{\circ}$	$55^{\circ} \pm 3,5^{\circ}$
S	-0,011	-0,008	+0,001	-0,024	+0,001
αZ	$\pm 0,010$	$\pm 0,008$	$\pm 0,006$	$\pm 0,009$	$\pm 0,009$

Da die Asymmetriefunktion S über E_{γ} das Vorzeichen wechselt, ergeben sich sehr kleine integrale Asymmetrien.

Es wurde außerdem für einen Energiebereich $\Delta E_{\gamma} = 60 - 240 \text{ keV}$ die Asymmetrie für einen Winkel $\theta = 20^{\circ} \pm 3,5^{\circ}$ gemessen. Mit diesem Energiefenster sind schon früher Messungen durchgeführt worden [6][7]:

Tabelle 3:

$$E_{\text{kin}} = 300 \text{ keV}$$

$$\Delta E_{\gamma} = 60 - 240 \text{ keV}$$

Autor	Güthner [6] (1964)	Penczynski [7] (66)	vorl. Arbeit (69)
θ	$22^{\circ} \pm 20^{\circ}$	$20^{\circ} \pm 21^{\circ}$ -14°	$20^{\circ} \pm 3,5^{\circ}$
S/ αZ	$-0,119 \pm 0,019$	$-0,044 \pm 0,023$	$-0,021 \pm 0,015$

Die Depolarisation in den Konverterfolien ist in [6] zu hoch abgeschätzt worden. Deshalb wurde der Wert aus [6]

auf die hier berechnete Polarisierung der Elektronen korrigiert. (Die Foliendaten waren bei allen drei Messungen die gleichen.) Ein direkter Vergleich der Asymmetriewerte ist wegen der verschiedenen erfaßten Raumwinkel $\Delta\theta$ nicht möglich; aber trotzdem scheint vor allem der Wert aus [6] zu groß zu sein.

Diese starke Abweichung kann daran liegen, daß bei den früheren Messungen nicht im extremen Maße auf die Verstärkungsänderung der Multiplier beim Schwenken geachtet worden ist (die Messungen erfolgten ohne Vielkanal). Die Verstärkungsänderung kann bei ungünstiger Montage der Multiplier (bezüglich Drehung um ihre Längsachse) bis zu 9% betragen (mit fabrikmäßiger Mumetallabschirmung). Dies bedeutet ein Verschieben des Spektrums im Einkanalfenster; und wegen der Form des Gammapektrums resultiert daraus eine systematische Änderung der Zählrate beim Schwenken der Multiplier. Dieser Effekt sollte - wie im Auswerteverfahren beschrieben - durch die Korrektur mit der Vergleichsfolie (Cu, $Z = 29$) als apparative Asymmetrie entfernt werden (23). Voraussetzung war, daß sich die Spektren der Bleifolie und der Kupferfolie auf der ganzen Energieskala nur um einen konstanten Faktor unterscheiden. Dies ist aber nur für die 1. Bornsche Näherung der Fall, nach der der Wirkungsquerschnitt proportional Z^2 ist. Für die hier verwendete Elektronenenergie hat aber das Entwicklungsglied der Bornschen Näherung die Größe $(\alpha Z)/\beta = 0,77$, d.h. die höheren Glieder der Entwicklung nach Potenzen von $(\alpha Z)/\beta$ liefern nicht vernachlässigbare Beiträge. Da diese additiv zum Wirkungsquerschnitt beitragen, sind die Bremsstrahlspektren verschiedener Elemente nicht mehr exakt ähnlich. Rechnungen, die die Abschirmung nicht vernachlässigen, führen ebenfalls auf kompliziertere Abhängigkeiten von Z .

In ähnlicher Weise macht sich die K_α -Linie des Bleis (~ 74 keV) als störender Einfluß bei Verstärkungsänderungen bemerkbar; und zwar vor allem, weil bei den früheren Mes-

sungen die untere Schwelle bei 60 keV lag und so die K_{α} -Linie verschieden stark in die Zählraten $N_{-}(Z_1)$ und $N_{+}(Z_1)$ eingeht. Die K_{α} -Linie des Kupfers (~ 8 keV) lag außerhalb des Energiefensters. Es kann also bei der Messung nicht auf eine gute Verstärkungskonstanz der Multiplier verzichtet werden.

Auch wenn die Größenordnung der gemessenen Asymmetriewerte innerhalb der theoretischen Erwartung liegt, kann über die Güte der vorliegenden Meßergebnisse nur eine exakte Berechnung der Asymmetrie entscheiden.

Ich danke Herrn Professor Dr. H. Wegener für sein Interesse und für die Möglichkeit, diese interessante Arbeit durchführen zu können.

Die Messung wurde durchgeführt in Zusammenarbeit mit Herrn cand. phys. H. Wehner. Ich bedanke mich bei ihm vor allem für die stets fruchtbare Zusammenarbeit und für die Erstellung der Rechenprogramme.

Ebenso bedanke ich mich bei Herrn Dr. G. Ritter für seine wertvollen Ratschläge und seine stete Hilfsbereitschaft. Mein Dank gilt auch Herrn Ing. grad. K. Schalk für den Entwurf und den Bau des Routing-Systems.

Zu Dank bin ich auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft verpflichtet, die einen Teil der verwendeten Geräte zur Verfügung stellte und vor allem mich persönlich finanziell unterstützte.

L I T E R A T U R

- [1] W.R.Johnson, J.D.Rozics Phys.Rev. 128, 192 (1962)
- [2] J.D.Rozics, W.R.Johnson Phys.Rev. 135B, 56 (1964)
- [3] N.F.Mott Proc.Roy.Soc. A, 135, 429 (1932)
- [4] H.Bienlein et. al. Z.Phys. 154, 376 (1959)
- [5] E.S.Sobolak, P.Stehle Phys.Rev. 129, 403 (1963)
- [6] K.Güthner Z.Phys. 182, 278 (1965)
- [7] P.Penczynski Erlangen, Dipl.-Arbeit (1966)
- [8] O.Scherzer Ann.d.Phys. 13, 137 (1932)
- [9] H.Bethe, W.Heitler Proc.Roy.Soc. A, 146, 83 (1934)
- [10] K.Hoffman Naturwissensch. 45, 377 (1958)
- [11] C.Kacser Proc.Roy.Soc. A, 253, 103 (1959)
- [12] R.H.Dalitz Proc.Roy.Soc. A, 206, 509 (1951)
- [13] C.Fronsdal, H.Überall Phys.Rev. 111, 580 (1958)
- [14] M.Goldhaber et. al. Phys.Rev. 106, 826 (1957)
- [15] H.W.Koch, J.W.Motz Revs.Mod.Phys. 31, 920 (1959)
- [16] F.Sauter Ann.d.Phys. 20, 404 (1934)
- [17] A.I.Alikhanov et. al. Nucl.Phys. 7, 655 (1958)
- [18] H.A.Tolhoek Revs.Mod.Phys. 28, 277 (1956)
- [19] N.Ashby Nucl.Instr. 3, 90 (1958)
- [20] P.Barreau et. al. Journ.Phys.Rad. 15, 4A (1954)
- [21] E.Huster, W.Rausch Nucl.Instr. 3, 213 (1958)
- [22] U.Lingner Erlangen, Dipl.-Arbeit (1967)
- [23] G.Molière Z.Naturforsch. 3a, 78 (1948)
- [24] B.Blake, B.Mühlschlegel Z.Phys. 167, 584 (1962)
- [25] B.Mühlschlegel Z.Phys. 155, 69 (1959)
- [26] J.van Klinken Nucl.Phys. 75, 145 (1966)
- [27] N.Sherman Phys.Rev. 103, 1601 (1956)
- [28] W.R.Johnson private communication (1965)

Lebenslauf

Am 16. Juli 1938 wurde ich als erstes Kind des Vermessungstechnikers Karl Penczynski und seiner Ehefrau Helene, geb. Jessulat in Königsberg/Ostpr. geboren. Im Jahre 1944 trat ich in Königsberg in die Volksschule ein. Das Zeugnis der mittleren Reife erlangte ich im Juli 1955 nach Abschluß der Wirtschaftsaufbauschule Amberg. Anschließend trat ich in die Wirtschaftsoberrealschule Regensburg über und erhielt 1959 das Reifezeugnis. Meinen einjährigen Wehrdienst bei der Bundeswehr leistete ich vom Oktober 1959 bis September 1960 in Wetzlar.

Das Physikstudium begann ich im November 1960 an der Universität Erlangen und legte im Mai 1963 die Diplomvorprüfung ab. Meine Diplomarbeit fertigte ich bei Herrn Prof. Dr. H. Wegener an. Nach der Diplomhauptprüfung im Februar 1967 war ich ab 1. August 1967 im Rahmen eines von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Forschungsvorhabens bei Herrn Prof. Dr. H. Wegener als Doktorand am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg beschäftigt. In dieser Zeit ist die vorliegende Arbeit entstanden.

Am 7. August 1964 heiratete ich Fräulein Rosemarie Zipser. Unser Sohn Stefan wurde am 22. Juli 1967 geboren.

Erlangen, 5. 8. 1969

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hög, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
